

Messung der Korrelation
zwischen Beta- und zirkularpolarisierter Gamma-
strahlung im Zusammenhang mit der Nichterhaltung
der Parität

von

Helmut Appel

aus München

Verlag des Verfassers

Verlag des Verfassers
in Zusammenarbeit mit dem Verlag
des Verfassers

Verlag des Verfassers

Verlag des Verfassers

Verlag des Verfassers

Verlag des Verfassers

Verlag des Verfassers

Verlag des Verfassers

Verlag des Verfassers

Verlag des Verfassers

Verlag des Verfassers

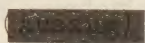
Verlag des Verfassers

Verlag des Verfassers



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Messung der Korrelation zwischen
Beta- und zirkularpolarisierter Gammastrahlung
im Zusammenhang mit der Nichterhaltung der
Parität



Inauguraldissertation
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen
zur
Erlangung des Doktorgrades



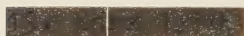
vorgelegt von Helmut Appel
aus München

Druckort Würzburg

Springer - Verlag Heidelberg
1959

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen

Tag der mündlichen Prüfung:

 19. Februar 1958

Dekan:

Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann

Berichterstatter:

Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann

Berichterstatter:

Privatdozent Dr. H. Schopper

Sonderdruck aus:

Zeitschrift für Physik

Band 155, Seiten 580 - 594, Jahrgang 1959

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Erlangen*

**Messung der Korrelation zwischen
Beta- und zirkularpolarisierter Gammastrahlung im
Zusammenhang mit der Nichterhaltung der Parität**

Von
H. APPEL

Mit 6 Figuren im Text

(Eingegangen am 27. Mai 1959)

* Jetzt Institut für Kernphysik an der Universität Mainz.

Parity violation in beta decay was investigated by measuring the (beta, gamma) circular polarization correlation. The asymmetry coefficients were redetermined with higher accuracy for Co 60 ($A = -0,33 \pm 0,01$) and Na 22 ($A = +0,36 \pm 0,08$). The $\cos \Theta$ -dependence of the polarization P was verified for the allowed beta transition of Co 60.

Measurements on Zr 95 indicated a large GT-F-mixture and allowed to determine the relative magnitude of the matrix elements.

For the first forbidden 2,3 MeV transition of Sb 124 the results are in agreement with the assumption of an anomalously large value of the matrix element B_{ij} compared to all other nuclear matrix elements.

A. Einführung

Als Folge der Nichterhaltung der Parität sind die nach einem Beta-zerfall zurückbleibenden Kerne im allgemeinen parallel oder antiparallel zur Emissionsrichtung des Elektrons polarisiert. Zur Analyse der Polarisation der Tochterkerne kann man sich der Tatsache bedienen, daß polarisierte Kerne in der Achse ihrer Ausrichtung zirkularpolarisierte Gammastrahlung aussenden. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Emission des dem Betaübergang folgenden Gammaquants innerhalb so kurzer Zeit erfolgt, daß die Ausrichtung der Kerne nicht durch äußere oder Kristallfelder gestört werden kann. Es genügen Zeiten $\lesssim 10^{-9}$ sec.

Das Prinzip eines solchen Versuches besteht also darin, ein Beta-Teilchen in fester Richtung relativ zum Gammaquant in Koinzidenz mit diesem zu beobachten und das Gammaquant zusätzlich auf seine zirkulare Polarisation hin zu untersuchen. Ein solches Experiment ist erstmals von SCHOPPER¹ mit Erfolg durchgeführt worden. Die Versuche, über die im folgenden berichtet wird, schließen sich prinzipiell an diese Messungen an.

Für die Wahrscheinlichkeit, daß bei Beta-Gamma-Übergängen die Emission eines rechts- bzw. linkszirkularen Gammaquants, d.h. eines Gammaquants mit der Polarisationsquantenzahl $\tau = \pm 1$ unter dem Winkel Θ zum Betateilchen erfolgt, gilt bei erlaubten Übergängen²

$$W(\Theta, \tau) = 1 + \tau A \cdot \frac{v}{c} \cdot \cos \Theta = 1 - \tau P_c. \quad (1)$$

v ist die Elektronen-, c die Lichtgeschwindigkeit. P ist der Polarisationsgrad der Gammaquanten. A ist der Asymmetriekoeffizient, der vom Grad der Paritätsverletzung abhängt. Er ist für erlaubte Übergänge unabhängig von v/c und dem Winkel Θ und nur eine Funktion der Spinfolge des Beta-Gamma-Übergangs, der Multipolarität der Gammastrahlung, der Kopplungskonstanten des Betazerfalls und des Verhältnisses der Kernmatrixelemente M_F und M_{GT} . Für verbotene Übergänge kann A zusätzlich von v/c und Θ abhängig sein.

Aus der Messung von A können daher im allgemeinen auch Aussagen über Spinniveaus, Multipolordnungen der Übergänge und über das Verhältnis der beteiligten Matrixelemente gewonnen werden.

Im folgenden werden Messungen an Co 60 und Na 22 beschrieben, die bestätigen, daß für reine GT-Übergänge maximal mögliche Paritätsverletzung vorliegt. Darüber hinaus wurde für erlaubte Übergänge die $\cos \Theta$ -Abhängigkeit der Polarisation experimentell geprüft und bestätigt. Die Untersuchungen am gemischten Übergang des Zr 95 weisen auf die Existenz einer starken GT-F-Mischung hin. Für den verbotenen 2,3 MeV-Übergang des Sb 124 konnte auf eine anomal große Beteiligung der B_{ij} - gegenüber den übrigen beteiligten Matrixelementen geschlossen werden.

B. Die Messung der zirkularen Polarisation der einem Betaübergang folgenden Gammastrahlung

I. Einzelheiten zur Apparatur. Von den zahlreichen Experimenten, die zur Prüfung der Erhaltung der Parität durchgeführt worden sind³⁻⁶, erbrachte das von WU u. Mitarb.⁷ die erste experimentelle Bestätigung der Vermutungen von LEE und YANG⁸, daß für schwache Wechselwirkungen keine Paritätserhaltung vorliegt. In diesem Versuch wurden die

² ALDER, K., B. STECH u. A. WINNER: Phys. Rev. **107**, 728 (1957).

³ SCHOPPER, H.: Fortschr. Phys. **5**, H. 12, 581 (1957).

⁴ FRISCH, O. R.: Progr. Nucl. Phys. **6**, 267 (1957).

⁵ SKYRME, T. H. R.: Progr. Nucl. Phys. **6**, 274 (1957).

⁶ WU, C. S.: Proc. Rehovoth Conf. Nucl. Structure 1957, edit. by H. J. LIPKIN, S. 346.

⁷ WU, C. S., E. AMBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPEs u. R. P. HUDSON: Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).

⁸ LEE, T. D., u. C. N. YANG: Phys. Rev. **101**, 254 (1956).

Drehimpulse der Kerne vor dem Betazerfall ausgerichtet und die bevorzugte Aussendung der Betateilchen parallel und antiparallel zur Ausrichtungsachse untersucht. Diese Methode hat den Vorteil, daß man einen relativ großen Effekt beobachtet (etwa 40%). Es lassen sich aber nur wenige Elemente bei tiefen Temperaturen ausrichten und die experimentellen Schwierigkeiten des Versuches gestatten keine große Meßgenauigkeit.

Es ist daher von besonderer Bedeutung, daß es eine große Anzahl von Kernen gibt, bei denen der Aussendung des Betateilchens ein Gammaübergang rasch folgt und die sich dadurch für eine Korrelationsmessung zwischen der Richtung des Betateilchens und der zirkularen Polarisation des Gammaquants eignen.

Die Aussagen, die man aus einem solchen Experiment erhält, sind prinzipiell dieselben, die aus dem Versuch von Wu u. Mitarb.⁷ gewonnen werden, da bezüglich des Symmetriefaktors A eine der Gl. (1) analoge Beziehung gilt:

$$W(\Theta) = 1 + \tilde{A} \left\langle \frac{I_z}{I} \right\rangle \frac{v}{c} \cos \Theta. \quad (1a)$$

Hier ist $W(\Theta)$ die Wahrscheinlichkeit, ein Betateilchen unter dem Winkel Θ zur Achse der ausgerichteten Kerne zu beobachten. $\langle I_z/I \rangle$ ist der Ausrichtungsgrad der Kerne. Der Asymmetriefaktor A in Gl. (1) enthält gegenüber $\tilde{A}$ in Gl. (1a) noch einen aus Beta-Gamma- und Gamma-Gamma-Richtungskorrelationsexperimenten wohlbekannten Faktor.

Als Analysator für die zirkularpolarisierte Gammastrahlung dient die Streuung an ausgerichteten Elektronen, wie sie in magnetisiertem Eisen vorliegen. In einem solchen Fall hängt der differentielle Comptonquerschnitt von der gegenseitigen Orientierung des Quants bzw. Elektronenspins ab:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{d\sigma_0}{d\omega} + f \cdot P_c \cdot \frac{d\sigma_c}{d\omega}. \quad (2)$$

Dabei bedeuten: $\frac{d\sigma_0}{d\omega}$ den gewöhnlichen Compton-Querschnitt, wie ihn die Klein-Nishina-Formel angibt, $\frac{d\sigma_c}{d\omega}$ den polarisationsabhängigen Streuquerschnitt, f den Anteil der im Eisenatom ausgerichteten Elektronen und P_c den Polarisationsgrad der Gammaquanten.

Das positive Vorzeichen bedeutet parallele, das negative antiparallele Lage der Elektronenspins im Eisen zur Einfallrichtung der Gammaquanten.

Streut man zirkularpolarisierte Gammaquanten an magnetisiertem Eisen, so ändert sich demnach die Streuintensität beim Umpolen der Magnetisierung.

Unter den drei Möglichkeiten der Messung der gestreuten Gammaquanten in Vorwärtsrichtung⁹, in Rückwärtsrichtung¹⁰ und im Durchgang¹¹ wurde auf Grund von Erwägungen, die im einzelnen bei SCHOPPER¹² aufgeführt sind, die Messung der vorwärtsgestreuten Gammaquanten für die hier vorliegenden Gammaenergien von etwa 1 MeV

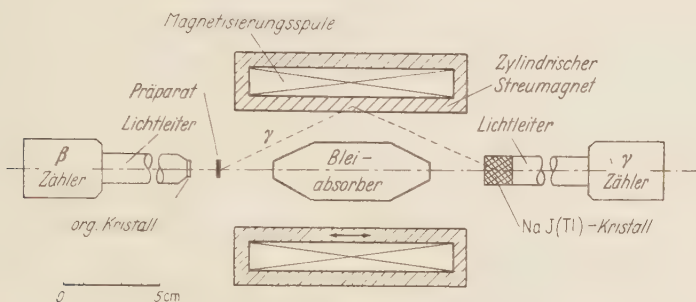


Fig. 1. Die Versuchsanordnung

gewählt. Der Streumagnet erhielt zylindrische Form. Die geometrische Versuchsanordnung entsprach im Prinzip der von SCHOPPER¹ beschriebenen (Fig. 1).

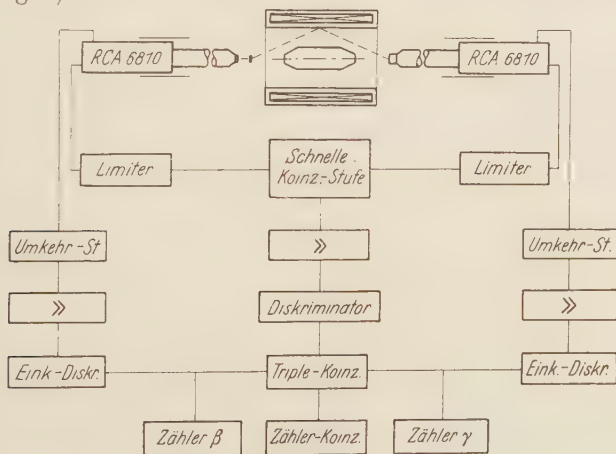


Fig. 2. Das Blockschaema der verwendeten Elektronik

Fig. 2 zeigt das Blockschaema der verwendeten elektronischen Anlage. Die Szintillationszähler haben je zwei Ausgänge, einen mit sehr steilem

⁹ WHEATLEY, J. C., W. J. HUISAMP, A. N. DIDDENS, M. J. STEENLAND u. H. A. TOLHOEK: *Physica*, Haag **21**, 841 (1955).

¹⁰ STEFFEN, R. M.: Private Mitteilung.

¹¹ GUNST, S. B., u. L. A. PAGE: *Phys. Rev.* **92**, 970 (1953).

¹² SCHOPPER, H.: *Nucl. Instrum.* **3**, 158 (1958).

Anstieg der Impulse, der über einen Begrenzer („limiter“) der schnellen Koinzidenzstufe (Auflösungszeit $\sim 10^{-8}$ sec) zugeleitet wird. Die Impulse des zweiten Ausgangspaares werden zwecks Impulshöhenauswahl über je einen Einkanaldiskriminator geleitet. Eine Tripel-Koinzidenz sorgt dafür, daß nur dann Koinzidenzen registriert werden, wenn einerseits die schnelle Koinzidenzstufe angesprochen hat und andererseits die gewünschten Impulshöhen die Einkanaldiskriminatoren durchlaufen haben. Aus noch zu besprechenden Gründen wurden auch die Einzelimpulsraten mitregistriert.

Beim Aufbau der gesamten Elektronik wurde großer Wert auf sehr gute Stabilisierung gelegt.

II. Der Meßvorgang und die Auswertung der Ergebnisse. Ist N_+ bzw. N_- die Anzahl der gestreuten Quanten, für die der Elektronenspin annähernd parallel bzw. antiparallel zur Einfallrichtung stand, so erhält man beim Umpolen eine relative Änderung der Zählrate

$$B = 2 \cdot (N_- - N_+) / (N_- + N_+) = 2f P_c \left\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \right\rangle. \quad (3)$$

$\left\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \right\rangle$ gibt den Anteil des polarisationsabhängigen zum polarisationsunabhängigen Compton-Streuquerschnitt an. f , der Anteil der im Eisen ausgerichteten Elektronen pro Eisenatom, folgt aus der Messung der magnetischen Induktion des Streumagneten:

$$B = \mu_0 H + 4\pi \cdot 26 f n_0 \cdot \mu_B. \quad (4)$$

Dabei ist H die magnetische Feldstärke, μ_B das Bohrsche Magneton und n_0 die Anzahl der Atome/Volumen*. Da auch bei magnetischer Sättigung nur etwa 2 der 26 Elektronen des Eisenatoms ausgerichtet werden können, beträgt das aus den Meßergebnissen gebildete E nach Gl. (3) für $P_c = 1$ nur einige Prozente. Ein kleiner relativer statistischer Fehler für E erfordert daher große Zählraten für $N_{\pm}$ und damit lange Meßzeiten.

Die Berechnung von P_c erfolgt aus dem Meßergebnis nach Gl. (3). P_c ist abhängig vom Winkel θ . Man muß daher an Stelle von $\frac{d\sigma_c}{d\sigma_0}$ in Gl. (3) die Größe

* Da in den polarisationsabhängigen Compton-Querschnitt nur ausgerichtete Elektronen, nicht aber ausgerichtete Bahnen eingehen, muß der Beitrag zu B in Gl. (4), der von ausgerichteten Bahnen herrührt, berücksichtigt werden. Man erhält Aussagen über den Bahnanteil aus Messungen des gyromagnetischen Faktors. Neuere Ergebnisse hierüber liegen von MEYER und BROWN¹³ vor. Sie sind in guter Übereinstimmung mit früheren Arbeiten¹⁴⁻¹⁶. Danach liegt für Eisen bei Sättigung ein Bahnanteil von 3,7% vor. Eine Feldstärkeabhängigkeit des gyromagnetischen Faktors tritt erst unterhalb 80 Oe auf¹⁷.

¹³ MEYER, A. J. P., u. S. BROWN: J. Phys. Radium **18**, 161 (1957). Nach einer privaten Mitteilung von Herrn Dr. MEYER ist in der zitierten Arbeit der Faktor $g(e/mc)$ um 0,2% zu klein angegeben worden. Der korrigierte Wert liegt bei $1,037 \pm 0,004$. Siehe dazu C. R. Acad. Sci., Paris **246**, 1294 (1958).

¹⁴ SCOTT, G. G.: Phys. Rev. **99**, 1244 (1955).

¹⁵ SCOTT, G. G.: Phys. Rev. **103**, 561 (1956).

¹⁶ BARNETT, S. J., u. G. S. KENNY: Phys. Rev. **87**, 723 (1952).

¹⁷ SCOTT, G. G.: Private Mitteilung.

$\left\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \cos \Theta \right\rangle$ ermitteln. Es ergibt sich nach SCHOPPER¹²:

$$\left\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \cos \Theta \right\rangle = \frac{\int \left\langle \frac{\bar{F} \varepsilon}{r_1^2} d\sigma_c \right\rangle \frac{\sin \Theta \cos \Theta d\Theta}{\sigma_{t_1} + g \sigma_{t_2}} w_p}{\int \left\langle \frac{\bar{F} \varepsilon}{r_2^2} d\sigma_0 \right\rangle \frac{\sin \Theta d\Theta}{\sigma_{t_1} + g \sigma_{t_2}}} . \quad (5)$$

Dabei berücksichtigt die Größe $\bar{F}$ die geometrischen Abmessungen des Kristalls und damit die unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeit eines gestreuten Gammaquants von verschiedenen Punkten des Innenzylinders aus. $\bar{F}$ ist konstant, wenn der Kristall kugelförmig ist. ε ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Photon, das auf die Fläche dF fällt. ε ist eine Funktion der Photonenenergie, der Kristallform und der Winkel Θ und ϑ . $r_{1,2}$ sind die Strecken vom Präparat zum Streuzentrum und von diesem zum Zählkristall. $\sigma_{t_{1,2}}$ ist der totale Wirkungsquerschnitt

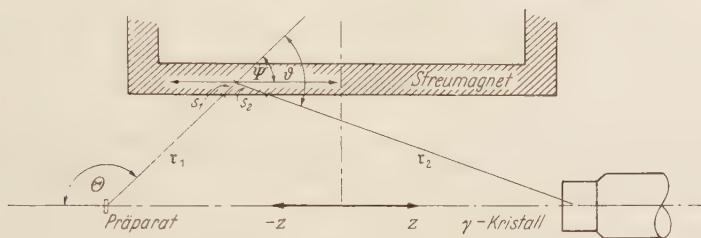


Fig. 3. Zur Berechnung von $\left\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \cos \Theta \right\rangle$

vor und nach der Streuung. $g = s_2/s_1$ ist das Verhältnis der zurückgelegten Eisenwege des gestreuten zum einfallenden Quant (s. Fig. 3).

$$w_p = 1 - \frac{\left\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \right\rangle}{\left\langle \frac{d\sigma_0}{d\sigma_0} \right\rangle} \frac{\sigma_{c_1} + g \kappa \sigma_{c_2}}{\sigma_{t_2} + g \sigma_{t_2}} \quad (6)$$

und drückt die polarisationsabhängige Absorption des einfallenden und gestreuten Quants im Eisen aus. κ ist das Verhältnis der Polarisation vor zu nach der Streuung.

$\left\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \cos \Theta \right\rangle$ wurde durch graphische Integration, ein mittleres v/c aus dem gemessenen Betaspektrum gewonnen. f konnte in der oben beschriebenen Weise nach Gl. (4) über die magnetische Induktion ermittelt werden.

Zur Berechnung von E verwendet man zweckmäßigerweise nicht die in Gl. (3) genannten N_+ bzw. N_- , sondern normierte Koinzidenzraten. Die Normierung erfolgt zur Elimination der unvermeidlichen, hauptsächlich thermisch bedingten Schwankungen der Nachweiswahrscheinlichkeit, indem die Koinzidenzzählungen durch das Produkt der gleichzeitig registrierten Einzelzählungen geteilt werden:

$$K_{\pm} = \left(\frac{N_{\pm}}{N_+ \cdot N_-} \right)_{\pm} . \quad (7)$$

Dadurch wird die gemessene Koinzidenzrate unabhängig von der Nachweiswahrscheinlichkeit der Zähler und deren eventuellen Schwankungen. Änderungen im Auflösungsvermögen der schnellen Koinzidenzstufe werden durch diese Quotientenbildung nicht berücksichtigt. Zum Ausgleich dieser (hauptsächlich langperiodischen) Schwankungen wurde das Magnetfeld alle 10 min umgepolt.

Ist E ermittelt, kann P_c über Gl. (3) und damit über Gl. (1) der gesuchte Asymmetriekoeffizient A bestimmt werden.

Die explizite Form für A gewinnt man durch einfache Umformung des von ALDER, STECH und WINTHER² angegebenen Ausdrucks:

$$A = \pm \frac{F_1(L, J_{if}, J_f)}{\sqrt{3}} \frac{\lambda G z^2 - 2zI}{1 + z^2}. \quad (8)$$

Die Spinfolge für den Beta- und anschließenden Gammaübergang ist mit J_i , J_f und J_{ff} bezeichnet. L gibt die Multipolordnung des Gammaüberganges an. F_1 ist ein Koeffizient, der nur von der Art des Gammaüberganges abhängt und tabelliert vorliegt². λ hängt von der Spinänderung beim Betaübergang ab.

$$\lambda = \begin{cases} -\sqrt{J_f/(J_f+1)} \\ \sqrt{1/J_f(J_f+1)} \\ (J_f+1)/J_f \end{cases} \quad \text{für} \quad \Delta J = \begin{cases} -1 \\ 0 \\ +1 \end{cases}. \quad (9)$$

G und I sind universelle Naturkonstanten, in diese geht die Art der Betawechselwirkung ein. Die Vorzeichen $-$ bzw. $+$ gelten für Positronen- bzw. Elektronenzerfall.

Führt man an Stelle der beim Betazerfall üblicherweise verwendeten Kopplungskonstanten C_i und C'_i die für die Diskussion zweckmäßigeren, von PAULI¹⁸ eingeführten Invarianten

$$K_{jk} = K_{kj} = C_j C_k + C'_j C'_k \quad (10)$$

$$L_{jk} = L_{kj} = C_j C'_k + C'_j C_k \quad (11)$$

ein, so ergibt sich

$$G = (L_{TT} - L_{AA}) / (K_{TT} + K_{AA}) \quad (12)$$

und

$$I = \frac{\Re(L_{ST} - L_{AV}) \cdot \sqrt{R}}{K_{TT} + K_{AA}} \quad (13)$$

mit

$$R = (K_{TT} + K_{AA}) / (K_{SS} + K_{VV}). \quad (14)$$

G enthält nur Kopplungskonstanten der GT -Wechselwirkung und ist ± 1 für maximale Paritätsverletzung. I ist ein Interferenzterm, der nur dann von Null verschieden ist, wenn entweder ST - oder VA -Wechselwirkung gleichzeitig realisiert ist*. Der maximale Wert $I = 1$ wird

* Da die Ergebnisse der Rückstoßexperimente für VA -Wechselwirkung sprechen (vgl. dazu¹), kann ST -Wechselwirkung im folgenden aus der Diskussion ausscheiden.

¹⁸ PAULI, W.: Nuovo Cim. **6**, 210 (1957).

¹⁹ GOLDBABER, M.: Annual Int. Conf. on High Energy Phys. at CERN 1958, S. 233 ff.

erreicht, wenn die Kopplungskonstanten reell sind, d.h. wenn die Invarianz gegenüber Zeitumkehr erfüllt ist.

z ist definiert über die Beziehung

$$z^2 = \left| \frac{M_{GT}}{M_F} \right|^2 \cdot R, \quad (15)$$

wobei M_{GT} bzw. M_F die Matrixelemente für den GT - und F -Übergang bezeichnen.

Übergänge mit $\Delta J = 1$, d.h. reine GT -Übergänge, sind einer Diskussion leicht zugänglich, weil sich dafür in Gl. (8) die Matrixelemente des Überganges wegheben. Hingegen unterliegen die Deutung der Meßergebnisse für Übergänge mit $\Delta J = 0$ der Schwierigkeit, daß im allgemeinen sowohl z als auch I unbekannt sind. Nur in wenigen Sonderfällen läßt sich das Mischungsverhältnis theoretisch abschätzen, so daß aus der Messung von A eine Aussage über I erhalten werden kann.

III. Korrekturen und Kontrollmessungen. Durch Messung wurden folgende Korrekturen ermittelt:

1. Die zufälligen Koinzidenzen. Sie wurden durch Verzögerung eines Eingangs der schnellen Koinzidenzstufe mittels eines Laufzeitkabels gemessen. Der Anteil der zufälligen Koinzidenzen an der Meßrate bewegte sich für die verschiedenen Isotope zwischen 8 und 15% der Meßrate.

2. Die Gamma-Gamma-Koinzidenzen. Sie werden verursacht durch Gamma-Gamma-Kaskaden bei Co 60, Zr 95 und Sb 124 und durch die Vernichtungsstrahlung bei Na 22. Sie machen sich wegen der, wenn auch geringen, Gammaempfindlichkeit des Betazählers geltend. Die Messung der Gamma-Gamma-Koinzidenzen erfolgte bei unveränderter Geometrie direkt, indem die Beta-Strahlung durch ein geeignetes Magnetfeld ausgeblendet wurde.

3. Die direkt gemessene, den Blei-Doppelkegel durchdringende, nicht gestreute Gammastrahlung. Sie macht etwa 0,1% der Meßrate aus und kann daher vernachlässigt werden.

Besondere Beachtung verdienen noch die Möglichkeiten

4. der Zweifachstreuung von Gammaquanten im Magnet. Es läßt sich zeigen¹², daß in der vorliegenden Versuchsanordnung im ungünstigsten Fall das Meßergebnis um etwa 2% durch zweifachgestreute Gammaquanten verfälscht werden kann. Dieser Anteil ist gegenüber den statistischen Fehlern der Messung klein.

5. der Abweichung des Winkels Θ vom berechneten Wert durch die endliche Ausdehnung des Präparates. Zur Berücksichtigung dieses Einflusses muß $\left\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \cos \Theta \right\rangle$ mit $\sin \alpha / \alpha$ multipliziert werden. α ist der Winkel, unter dem das Betateilchen zur Magnetachse emittiert wird. Die Korrektur beträgt jedoch für den Fall $\alpha = 30^\circ$ nur wenige Prozente.

6. der Rückstreuung der Betateilchen im Präparat selbst und in der Unterlage. Eine Abschätzung auf Grund vorliegender Arbeiten²⁰ und neuerer Überlegungen²¹ zeigt, daß der Anteil der rückgestreuten Betateilchen, die in den Zähler gelangen und trotz ihres erlittenen Energieverlustes noch registriert werden, bei einer Präparatunterlage von $1,2 \text{ mg/cm}^2$ und einer vergleichbaren Schichtdicke des Präparates $< 1\%$ ist.

²⁰ BOTHE, W.: Handbuch der Physik, Vol. 22, 2,2. 1932.

²¹ BIENLEIN, H., R. FLEISCHMANN u. H. WEGENER: Z. Physik **150**, 80 (1958).

C. Meßergebnisse und Diskussion

In der Tabelle sind die erhaltenen Ergebnisse zusammengestellt. Die angegebenen Fehler sind die statistischen. Sorgfältige Abschätzungen zeigen, daß die systematischen Fehler zu $A \lesssim 6\%$ betragen.

Tabelle

	Co 60**	Na 22**	Zr 95*	Sb 124*
E in %	$+ 4,36$ $\pm 0,07$	$- 0,87$ $\pm 0,21$	$+ 1,56$ $\pm 0,24$	$+ 0,69$ $\pm 0,32$
$\overline{v/c}$	0,57	0,67	0,66	0,87
$\left\langle \frac{d\sigma_0}{d\sigma_c} \cos \Theta \right\rangle$	0,41	0,41	0,34	0,39
A_{exp}	$- 0,33^f$ $\pm 0,01^f$	$+ 0,36$ $\pm 0,08$	$- 0,39$ $\pm 0,06$	$- 0,13$ $\pm 0,06$
A_{th}	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	$- 0,3$	$-$

* Vorläufige Ergebnisse wurden bereits veröffentlicht²².

** Vorläufige Ergebnisse wurden bereits veröffentlicht²³.

Co 60. Für erlaubte Betaübergänge sagt die Theorie eine $\cos \Theta$ -Abhängigkeit der Polarisation voraus. Eine Überprüfung dieser Beziehung ist mit der Versuchsanordnung von Wt u. Mitarb.⁷ kaum möglich, weil der Betazähler im Kryostat geschwenkt werden müßte. Im Experiment über die longitudinale Polarisation der aus dem Betazerfall stammenden Elektronen²⁴ tritt ein $\cos \Theta$ -Term überhaupt nicht auf. Es ist daher von großer Bedeutung, daß mit der vorliegenden Versuchsanordnung diese Abhängigkeit verhältnismäßig leicht gemessen werden kann. Es wird dazu in der Anordnung Fig. 1 lediglich der Betazähler aus der Achsenrichtung des Magneten herausgedreht.

Vorerst wurde nur ein effektiver Winkelbereich zwischen 90 und 153° ausgemessen.

Für Co 60 ist der Maximalwert der Polarisation bereits mehrfach gemessen worden^{1,7, 25, 26}. Wegen des hier vorliegenden $4 - 2 - 0$ -Übergangs kann man nach TOLHOEK und COX²⁷ die Polarisation des zweiten Gammaquants wie die des ersten behandeln.

²² APPEL, H., u. H. SCHOPPER: Z. Physik **149**, 103 (1957).

²³ APPEL, H., H. SCHOPPER u. S.D. BLOOM: Phys. Rev. **109**, 2211 (1958).

²⁴ FRAUENFELDER, H., A.O. HANSON, N. LEVINE, A. ROSSI u. G. DE PASQUALI: Phys. Rev. **107**, 643 (1957).

²⁵ BOEHM, F., u. H. WAPSTRA: Phys. Rev. **106**, 1364 (1957).

²⁶ LUNDBY, A., A.P. PATRO u. J.P. STROOT: CERN-Bericht 1957.

²⁷ TOLHOEK, H.A., u. J.A.M. COX: Physica, Haag **19**, 673 (1953).

In Fig. 4 ist das Ergebnis des Versuches dargestellt. Aufgetragen ist die Polarisation P in Abhängigkeit von $\cos \Theta$ mit den statistischen Fehlern. Der Versuch bestätigt die vorhergesagte lineare Abhängigkeit.

Mit Hilfe der Ausgleichsrechnung können alle Meßpunkte zur Bestimmung eines sehr genauen Wertes A für Co 60 herangezogen werden. Die Auswertung ergibt $-0,335 \pm 0,018$. Dies ist die bisher genaueste bekanntgewordene Messung des Asymmetriekoeffizienten bei einem GT -Übergang. Der theoretische Wert beträgt $-\frac{1}{3}$.

Na 22. Wegen $|J| = 1$ liegt auch bei Na 22 ein reiner GT -Übergang vor. Der gemessene Wert für A von $+0,36 \pm 0,08$ deckt sich gut mit dem theoretischen Wert von $+\frac{1}{3}$. Das Vorzeichen ist positiv in Übereinstimmung mit der theoretischen Voraussage, weil es sich um einen Positronenstrahler handelt.

Besondere Aufmerksamkeit muß bei Na 22 der Vernichtungsstrahlung gewidmet werden. Wenn ein Positron im Beta-Kristall gebremst wird und die Vernichtungsstrahlung über eine Streuung am Magnet im Gammazähler nachgewiesen wird, kann eine

Koinzidenz eintreten, die den Effekt verfälscht. Diese wird verhindert, indem man die Kanalhöhe im Gammadiskriminator so wählt, daß nur Gammaenergien oberhalb der Energie der gestreuten Vernichtungsquanten registriert werden. Diese Beschränkung auf nur einen Teil des Gammasppektrums bedingt allerdings verminderte Zählraten und damit einen größeren statistischen Fehler pro Zeiteinheit.

Um zu verhindern, daß Positronen am Innenzylinder des Magneten vernichtet werden, wird zwischen Präparat und Magnet ein Plexiglasabsorber gebracht.

Zr 95. Nach neueren Messungen von DRABKIN u. Mitarb.²⁸ zerfällt das Zr 95 in einem verzweigten Betaübergang von 0,364 MeV (etwa 55 %) bzw. 0,396 MeV (etwa 43 %) in angeregte Zwischenniveaus, die durch 0,760 bzw. 0,726 MeV-Gammaübergänge in den Grundzustand des Nb 95 übergehen. Es ist sehr wahrscheinlich, daß der 0,726 MeV-Übergang eine $M1$ - und der 0,760 MeV-Übergang eine $E2$ -Strahlung ist. Dem 0,726 MeV-Niveau muß dann der Spin $\frac{7}{2}+$, dem 0,760 MeV-Niveau $\frac{5}{2}+$ zugeordnet werden, was in Übereinstimmung mit dem

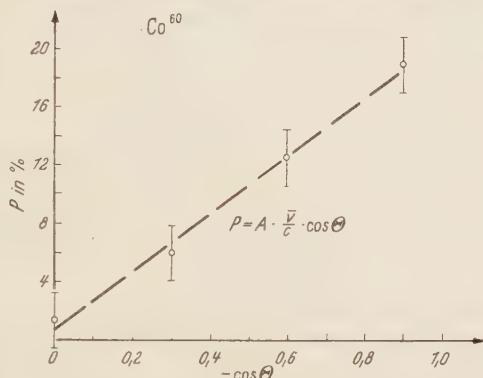


Fig. 4. Messung der $\cos \Theta$ -Abhängigkeit der Polarisation bei Co 60

²⁸ DRABKIN, G.M.: Izv. Akad. Nauk. SSSR., Ser. Fiz. 19, 324 (1955).

Schalenmodell ist. Eine $M1 + E2$ -Mischung wäre nicht ausgeschlossen, doch zeigt eine Abschätzung der Übergangswahrscheinlichkeiten, daß der $E2$ -Übergang etwa 10^2 mal unwahrscheinlicher ist²⁹, so daß, wenn überhaupt, nur mit einer sehr geringen Beimischung zu rechnen ist. Es wird also im wesentlichen ein $\Delta J = 1$ - und ein $\Delta J = 0$ -Übergang gleichzeitig beobachtet.

Nach Gl. (8) folgt für den $\Delta J = 1$ -Übergang $A = -0,5$. Beim $\Delta J = 0$ -Übergang kann ein Gemisch zwischen GT - und F -Wechselwirkung vorliegen. Für einen reinen F -Übergang ist $A = 0$, für einen reinen GT -Übergang ist $A = -0,0955$. Für die beiden Fälle erhält man bei Berücksichtigung des Verzweungsverhältnisses ein mittleres A von $-0,28$ bzw. $-0,32$, die beide unter dem experimentellen Wert von

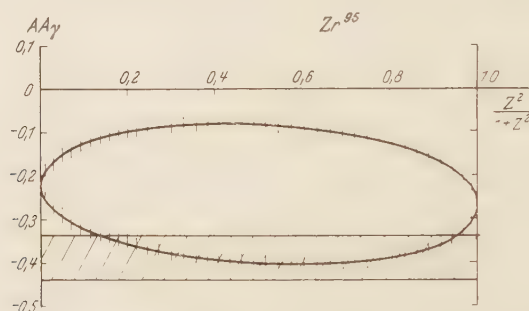


Fig. 5. Die Darstellung des Asymmetriefaktors A für $Zr 95$ als Funktion des Mischungsverhältnisses z

$-0,39 \pm 0,06$ liegen. Für einen gemischten Übergang ist bei Annahme einer VA -Wechselwirkung nach Gl. (8)

$$A = (-0,0955 z^2 + 0,563 z) / (1 + z^2). \quad (16)$$

Die Darstellung der Gl. (16) gibt mit Berücksichtigung des $\Delta J = 1$ -Überganges die in Fig. 5 dargestellte Ellipse. Die Schwankungsbreite, in senkrechter Schraffur angedeutet, ist durch die Unsicherheit des Verzweungsverhältnisses bestimmt.

Die Konstruktion der Ellipse wurde unter der Annahme der Erhaltung der Invarianz gegenüber Zeitumkehr gewonnen. Diese Annahme ist nach neueren Arbeiten³⁰ und theoretischen Überlegungen³¹ gerechtfertigt. Da andererseits in dieser Darstellung A (unabhängig vom unbekannten Wert z) den maximal möglichen Wert einnimmt, läßt sich

²⁹ MOSZKOWSKY, S. A.: Beta- and Gamma-Ray-Spectroscopy, edit. by K. SIEGBAHN, S. 391.

³⁰ BURG, M. T., V. E. KROHN, T. B. NOVEY, G. R. RINGS u. V. A. TELEGI: Vorabdruck. Siehe auch H. WEGENER, Z. Physik **154**, 553 (1959).

³¹ FEYNMAN, R. P., u. M. GELL-MANN: Phys. Rev. **109**, 193 (1958).

auch hieraus schließen, daß zusätzliche Imaginärterme zu Gl. (8), die eine Verletzung der Invarianz gegenüber Zeitumkehr berücksichtigen, wenn überhaupt, nur sehr wenig beitragen können. Eine starke Verletzung der Zeitumkehr wird somit auch durch den vorliegenden Versuch ausgeschlossen. Ähnliche Ergebnisse erhielten BÖHM und WAPSTRA²⁵ sowie JÜNGST und SCHOPPER³² bei Messungen am Sc 46.

Sb 124. Für den einfach verbotenen 2,3 MeV-Übergang des Sb 124 ist eine Abweichung von der erlaubten Form des Spektrums³³, ein hoher ft -Wert ($\log ft \sim 10,5$)³³ und ein großer Beta-Gamma-Richtungs-korrelationskoeffizient³⁴⁻³⁶ beobachtet worden.

Einfach verbotene Betaübergänge mit verbotener Form des Spektrums sind selten. Bisher wurde nur der Fall des RaE näher untersucht^{37, 38}. Da bei diesem Nuklid dem Betazerfall kein Gammaübergang folgt, eignet es sich nicht für eine Untersuchung nach dem vorliegenden Prinzip. Es war daher von großem Interesse, den Fall des Sb 124 im Vergleich zu RaE zu untersuchen.

Die angegebenen Anomalien bei Sb 124 erklären MORITA und YAMADA³⁹ dadurch, daß die B_{ij} -Matrixelemente, die bei unique verbotenen Übergängen allein auftreten, zum 2,3 MeV-Übergang des Sb 124 wesentlich beitragen. Der Anteil der übrigen Matrixelemente soll gering sein. In diesem Fall ist zu erwarten, daß non-unique verbotene Übergänge ein ähnliches Verhalten wie die unique verbotenen annehmen. Die nähere Behandlung dieser Annahme erfordert die Einführung weiterer Auswahlregeln, weshalb diese Erscheinung „selection rule effect“ genannt wird³⁹⁻⁴¹.

Mit dieser Annahme der wesentlichen Beteiligung der B_{ij} -Matrixelemente und den zusätzlichen Bedingungen $(\alpha Z)^2 \ll 1$ und $(\alpha Z/2g) \gg W_0$ errechnen MORITA und MORITA⁴² einen Asymmetriekoeffizienten A für den betrachteten $\beta_1 = 2,3$ MeV-Übergang des Sb 124. Sie nahmen lediglich ein Nichtinterferieren zwischen STP - und VA -Termen an, berücksichtigen aber alle Interferenzen zwischen den in Betracht kommenden Matrixelementen. Reelle Kopplungskonstanten werden vorausgesetzt.

³² JÜNGST, W., u. H. SCHOPPER: Z. Naturforsch. **13a**, 506 (1958).

³³ LANGER, L.M., N.H. LAZAR u. R. J.D. MOFFAT: Phys. Rev. **91**, 338 (1953).

³⁴ KLOPPER, R.M.: Phys. Rev. **88**, 695 (1952).

³⁵ DARBY, E.K., u. W. OPELOWSKY: Phys. Rev. **83**, 676 (1951).

³⁶ STEVENSON, D.T., u. M. DEUTSCH: Phys. Rev. **83**, 1202 (1951).

³⁷ YAMADA, M.: Progr. Theor. Phys. **10**, 252 (1953).

³⁸ PLESSMAN, E.A., u. L.M. LANGER: Phys. Rev. **96**, 1593 (1954).

³⁹ MORITA, M., u. M. YAMADA: Progr. Theor. Phys. **10**, 641 (1953).

⁴⁰ MATUMOTO, MORITA M., u. M. YAMADA: Bull. Kobayasi. Inst. Phys. Res. **5**, 210 (1955).

⁴¹ KING, R.W., u. D.C. PEASLEE: Phys. Rev. **94**, 1284 (1954).

⁴² MORITA, M., u. R.S. MORITA: Phys. Rev. **109**, 2049 (1958).

Die explizite Form für A lautet danach:

$$A = \frac{-\frac{1}{3}Y^2 - \frac{1}{3}WY - \frac{3}{56}p^2 + \frac{5}{56}p^2 \cos^2 \Theta}{Y^2 + \frac{1}{4}p^2 Y/W + \frac{1}{12}K^2 + \frac{3}{21}p^2 - \frac{1}{14}Y^2 - \frac{1}{28}WY + \frac{1}{56}p^2 \cos^2 \Theta/W}. \quad (17)$$

$Y = -(\alpha Z/2\rho z)$, wobei z den Anteil der B_{1j} gegenüber den übrigen Matrixelementen angibt (vgl. dazu ³⁹). p ist der Elektronenimpuls, W die Elektronenenergie, K die Neutrinoenergie. Mit der Annahme $Y=0,25$ bis $0,30$ können MORITA und MORITA⁴² die Form des Beta-spektrums, den ft -Wert und die Spinzustände erklären. Die Formel (17) liefert für die speziellen, bei der Messung realisierten Werte

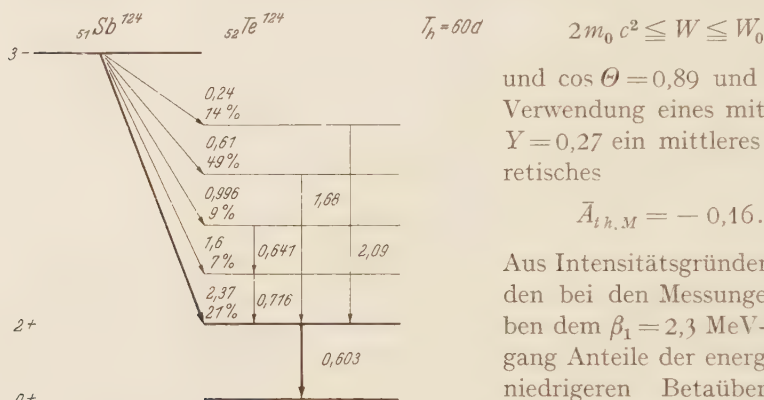


Fig. 6. Das Zerfallsschema des Sb 124 nach ³²

und $\cos \Theta = 0,89$ und unter Verwendung eines mittleren $Y=0,27$ ein mittleres theoretisches

$$\bar{A}_{i,h,M} = -0,16.$$

Aus Intensitätsgründen wurden bei den Messungen neben dem $\beta_1 = 2,3$ MeV-Übergang Anteile der energetisch niedrigeren Betaübergänge ($\beta_2 = 1,6$ MeV, $\beta_3 = 0,99$ MeV) (s. Fig. 6) mitgenommen. Der

Anteil des $\beta_3 = 0,99$ MeV-Überganges kann wegen seines relativ geringen Beitrags (etwa 16% bei Berücksichtigung des Verzweungsverhältnisses und den Koinzidenzmöglichkeiten mit der 0,641-, 0,716- und der 0,603-MeV-Gammastrahlung) für die weiteren Betrachtungen vernachlässigt werden. Der $\beta_2 = 1,6$ MeV-Übergang war dann mit etwa 33% an der Messung beteiligt.

Unter der Annahme eines Überganges mit erlaubter Form des Spektrums und nachfolgender $\gamma_2 = 0,716$ MeV ($E2$) und $\gamma_1 = 0,603$ MeV ($E2$)-Kaskade kann man den vom β_2 -Übergang herrührenden Anteil am Asymmetriekoeffizienten errechnen. Für den β_2 - γ_2 -Übergang erfolgt die Berechnung nach den Formeln von ALDER, STECH und WINTHER². Der β_2 - γ_1 -Übergang erfordert die Hinzunahme eines Zusatztermes, der die Änderung der Polarisierung durch den γ_2 -Übergang berücksichtigt. Er ist bei MORITA und MORITA⁴³ angegeben. Man erhält

$$A_{\beta_2-\gamma_2,th} = 0,17$$

$$A_{\beta_2-\gamma_1,th} = +0,05.$$

⁴³ MORITA, M., u. R. S. MORITA: Phys. Rev. **107**, 1729 (1957).

Unter Berücksichtigung der prozentualen Beteiligung am Zerfall erhält man ein gewogenes Mittel aus $\bar{A}_{th,M}$, $A_{\beta_2-\gamma_2,th}$ und $A_{\beta_2-\gamma_1,th}$ von

$$\langle A_{th,M} \rangle = -0,13.$$

Dieser Wert unterscheidet sich nur wenig vom obigen $\bar{A}_{th,M}$, das unter der Annahme alleiniger Beteiligung des $\beta_1 = 2,3$ MeV-Übergangs errechnet wurde.

KOTANI⁴⁴ hat darauf hingewiesen, daß der „selection rule effect“ nicht die einzige Möglichkeit darstellt, den hohen ft -Wert, den großen Beta-Gamma-Korrelationskoeffizienten und die nicht erlaubte Form des Spektrums zu erklären. Wie im Fall des RaE^{37,38} kann man auch für den 2,3 MeV-Übergang des Sb 124 annehmen, daß sich die Matrixelemente gegenseitig wegheben („cancellation effect“). Die experimentelle Bestimmung des Asymmetriekoeffizienten A ermöglicht eine eindeutige Entscheidung über das Vorliegen des „selection rule effects“ oder des „cancellation effects“.

Die Größe des Asymmetriekoeffizienten A ist in der Arbeit von KOTANI⁴⁴ unter Berücksichtigung des „selection rule effects“ (Fall II bei KOTANI) wie auch unter Annahme des „cancellation effects“ (Fall IV) energieabhängig dargestellt. Der Fall I, das alleinige Auftreten der Matrixelemente B_{ij} kann durch das Ergebnis des vorliegenden Versuches nicht von Fall II getrennt werden. Dazu sind genauere Ergebnisse abzuwarten. Fall III, eine Mittellösung zwischen den Fällen II und IV, soll hier unberücksichtigt bleiben.

Für die dem vorliegenden Versuch zugrunde liegenden, oben angegebenen Daten erhält man nach KOTANI⁴⁴ für den $\beta_1\text{-}\gamma_1$ -Übergang ein

$$\bar{A}_{th,K,II} = -0,18$$

$$\bar{A}_{th,K,IV} = -0,51.$$

Unter Berücksichtigung der zusätzlich beteiligten $\beta_2 - \gamma_2$ - und $\beta_2 - \gamma_1$ -Übergänge, deren Berechnung oben beschrieben wurde, ergibt sich

$$\langle A_{th,K,II} \rangle = -0,14$$

$$\langle A_{th,K,IV} \rangle = -0,36.$$

Bei der Ermittlung von A aus den experimentellen Daten ist zu beachten, daß für den verbotenen $\beta_1 = 2,3$ MeV-Übergang A von θ und v/c abhängt [s. Gl. (17)]. Das bedeutet, daß an Stelle von $\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \cos \theta \rangle$ für Gl. (3) die Größe $\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \cos \theta \cdot A \rangle$ ermittelt werden muß. Ferner kann A nicht, wie bei erlaubten Übergängen, über ein *mittleres* v/c errechnet werden.

Der experimentelle Wert

$$A_{\text{exp}} = -0,13 \pm 0,06$$

entscheidet mit großer Wahrscheinlichkeit für die Annahmen und Rechnungen von MORITA und MORITA⁴² und den praktisch identischen Fall III

⁴⁴ KOTANI, T.: Vorabdruck.

der Rechnungen von KOTANI⁴⁴. Diese sprechen für ein Auftreten von anomal großen B_{ij} — gegenüber den übrigen Matrixelementen.

Zusammenfassung

1. Aus den Messungen an reinen GT -Übergängen folgt innerhalb der statistischen Meßgenauigkeit von etwa 5% der Meßgröße A bei Co 60 und etwa 25% bei Na 22, daß

$$G = (L_{TT} - L_{AA}) / (K_{TT} + K_{AA}) = \pm 1 \quad (12a)$$

ist. Der systematische Fehler des Meßergebnisses ist kleiner als 6%.

Das Ergebnis läßt die beiden Möglichkeiten

$$\text{und} \quad L_{TT} = -K_{TT} \quad (13)$$

$$\text{zu.} \quad L_{AA} = +K_{AA} \quad (14)$$

Berücksichtigt man die Ergebnisse der Rückstoßexperimente^{45, 46}, s. auch¹⁹, die für eine VA -Wechselwirkung sprechen, so ist $L_{TT} = K_{TT} = 0$.

In der verbleibenden Beziehung

$$L_{AA} = +K_{AA}$$

bedeutet das positive Vorzeichen, daß dem Neutrino (Antineutrino) negative (positive) Helicität zugeordnet werden muß.

2. Die durchgeführten Messungen an Co 60 bestätigen die theoretische Voraussage der $\cos \Theta$ -Abhängigkeit der Polarisation bei erlaubten Übergängen.

3. Die Ergebnisse der Messungen an Zr 95 deuten auf die Existenz einer starken Interferenz zwischen GT - und F -Wechselwirkung hin. Sie schließen eine starke Verletzung der Zeitumkehr aus.

4. Für den verbotenen 2,3 MeV-Übergang des Sb 124 kann auf Grund des gemessenen Asymmetriekoeffizienten auf eine anomal große Beteiligung der Matrixelemente B_{ij} gegenüber den übrigen Matrixelementen geschlossen werden.

Herrn Professor Dr. R. FLEISCHMANN danke ich dafür, daß er die Ausführung der vorliegenden Arbeit an seinem Institut ermöglichte und an ihrem Fortgang stets regen Anteil nahm. Herrn Professor Dr. H. SCHOPPER bin ich zu besonderem Dank verpflichtet für die Anregung zu der Arbeit, für viele Diskussionen und wertvolle Ratschläge.

Für die Untersuchungen wurden Geräte verwendet, die von der Deutschen Forschungsgemeinschaft dankenswerterweise zur Verfügung gestellt wurden.

Der Firma Frießcke & Höpfner, Erlangen Bruck, bin ich für freundliches Entgegenkommen in apparativen Fragen verbunden.

⁴⁵ GOLDHABER, M., L. GRODZINS u. A. E. SUNYAR: Phys. Rev. **109**, 1015 (1958).

⁴⁶ LAUTERJUNG, K. H., B. SCHIMMER u. H. MAIER-LEIBNITZ: Z. Physik **150**, 657 (1958).

Mein Lebenslauf:

Am 23. Juli 1929 wurde ich in München geboren. Mein Vater, Ludwig Appel, war damals Inspektor im technischen Dienst der Stadtwerke München, meine Mutter, Therese Appel, geborene Wochinger, seine Ehefrau.

1936 kam ich in München zur Volksschule, 4 Jahre später trat ich in die Rupprecht-Oberrealschule über, an der ich 1949 meine Reifeprüfung ablegte.

Nach Ableistung eines Industriepraktikums in der photochemischen und metallverarbeitenden Industrie begann ich im Wintersemester 1949/1950 das Studium der Technischen Physik an der Technischen Hochschule München. Aufgrund meines Reifezeugnisses und einer besonderen Eignungsprüfung erhielt ich für die Dauer meines Studiums ein Begabtenstipendium des Bayerischen Staatsministeriums für Unterricht und Kultus.

Im Sommer 1951 bestand ich die Diplom-Vorprüfung. In meiner Diplomarbeit, die ich im Labor für Technische Physik der Technischen Hochschule München bei Professor Dr. H. Maier-Leibnitz durchführen konnte, behandelte ich die Untersuchung des Zündmechanismus in Gasentladungsröhren. Im Oktober 1954 legte ich meine Diplomprüfung mit Erfolg ab.

Zu Beginn des Wintersemesters 1954/1955 kam ich als wissenschaftliche Hilfskraft an das Physikalische Institut der Universität Erlangen zu Professor Dr. R. Fleischmann und erhielt die Möglichkeit, eine Doktorarbeit anzufertigen. Im Juni 1955 wurde ich mit der Verwaltung einer wissenschaftlichen Assistentenstelle betraut.

Erlangen, im März 1958.

Helmut Appel

